

05.2;11

О флуктуационно-электромагнитном взаимодействии движущихся частиц с плоской поверхностью, покрытой тонкой пленкой адсорбата

© Г.В. Дедков

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик
E-mail: gv_dedkov@mail.ru

Поступило в Редакцию 23 января 2004 г.

В нерелятивистском приближении впервые рассмотрено влияние адсорбированной пленки на флуктуационно-электромагнитную тангенциальную силу взаимодействия движущейся наночастицы с плоской поверхностью. Конкретные расчеты выполнены для металлической пленки на диэлектрике и диэлектрической пленке на металле. В обоих случаях наночастица считается металлической и немагнитной. Показано, что при нормальной температуре наличие пленки может приводить к возрастанию фрикционной (тангенциальной) силы на 1–2 порядка величины при определенном соотношении между расстоянием частицы от поверхности и толщиной пленки. Понижение температуры приводит к экспоненциальному уменьшению вязкой силы трения в случае диэлектрической пленки на металлической подложке. В случае металлической пленки на диэлектрической подложке зависимость тангенциальной силы от температуры является квадратичной.

Для практических приложений, связанных с интерпретацией силовых взаимодействий зонда атомно-силового микроскопа (АСМ) с поверхностью, большое значение имеет частный случай, когда поверхность подложки с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_s(\omega)$ покрыта пленкой адсорбата с толщиной d и диэлектрической проницаемостью $\epsilon_a(\omega)$ (рис. 1). Недавние измерения вязких диссипативных сил для „чистых“ динамических контактов кремний–слюда [1], алюминий–золото [2] и золото–золото [3] проводились в вакуумных условиях при комнатной температуре, однако сопоставление их с теоретическими значениями, обусловленными флуктуационно-электромагнитным взаимодействием, выявило значительные расхождения на

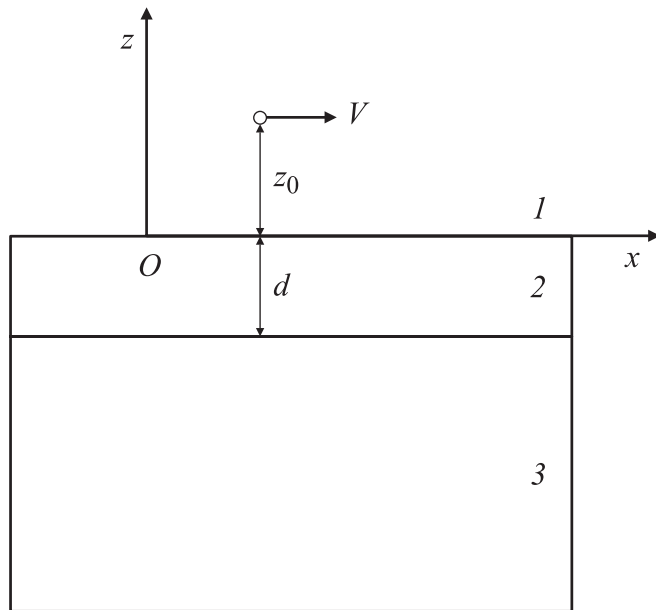


Рис. 1. Система координат и схема взаимодействия частицы с поверхностью, покрытой пленкой адсорбата: 1 — вакуум, 2 — пленка, 3 — подложка.

много порядков величины [4–6]. Наличие подобных расхождений стимулирует поиск неучтенных в теории факторов, способствующих усилению флуктуационно-электромагнитного взаимодействия. Так, в работе [7] мы обсуждали возможную роль теплового нагрева (охлаждения) зонда АСМ ближними флуктуационными электромагнитными полями. Другим фактором может явиться наличие на поверхностях адсорбированных слоев других веществ. В частности, по оценкам авторов [8], присутствие адсорбатов K с концентрацией 10^{18} m^{-2} на поверхности $\text{Cu}(001)$ приводит к увеличению вязкого коэффициента трения между плоскими образцами меди на 7 порядков величины. Заметим, однако, что расчеты [8] основывались на теории авторов для флуктуационно-диссипативных сил между двумя полубесконечными средами, разделенными плоской вакуумной щелью, тогда как в зондовой

микроскопии реализуется случай взаимодействия нанозонда с размером (радиусом кривизны) R и плоской поверхностью, когда более адекватной является наша теория [4–6].

Будем рассматривать, для определенности, случай параллельного движения зонда на расстоянии z_0 от поверхности, предполагая выполненными стандартные условия применимости незапаздывающего дипольного приближения [4–6]: $R \ll z_0 \ll c/\omega_0$, где c — скорость света в вакууме, ω_0 — характерная частота поглощения электромагнитного спектра. Основное отличие рассматриваемой задачи от задачи, связанной со взаимодействием частицы и полубесконечной среды с плоской границей, состоит в необходимости модификации решения уравнения Пуассона для фурье-компоненты $\Phi_{\omega\mathbf{k}}(z)$ индуцированного в среде электрического потенциала, создаваемого движущимся флуктуирующим диполем (ω — частота, \mathbf{k} — двумерный волновой вектор, параллельный поверхности, ось z направлена перпендикулярно к поверхности). Решение для функции $\Phi_{\omega\mathbf{k}}(z)$ конструируется для вакуумной области 1, пленки 2 и подложки 3 (рис. 1) и должно удовлетворять условиям непрерывности потенциала и электрического смещения на границах $z = 0$, $z = -d$. В результате оказывается, что все общие формулы [4–6] для тангенциальной силы (F_x) и скорости теплового нагрева (dQ/dt) частицы, обусловленные флуктуационными электромагнитными полями, остаются в силе, если функцию диэлектрического отклика полубесконечной среды $\Delta(\omega) = (\varepsilon(\omega) - 1)/(\varepsilon(\omega) + 1)$ заменить на функцию

$$D(\omega, \mathbf{k}) = \frac{\Delta_1(\omega) - \Delta_2(\omega) \exp(-2kd)}{1 - \Delta_1(\omega)\Delta_2(\omega) \exp(-2kd)}, \quad (1)$$

$$\Delta_1(\omega) = \frac{\varepsilon_a(\omega) - 1}{\varepsilon_a(\omega) + 1}, \quad (2)$$

$$\Delta_2(\omega) = \frac{\varepsilon_a(\omega) - \varepsilon_s(\omega)}{\varepsilon_a(\omega) + \varepsilon_s(\omega)}. \quad (3)$$

Нетрудно видеть, что формула (1) удовлетворяет очевидным предельным соотношениям: $D(\omega, \mathbf{k}) \rightarrow \Delta_1(\omega)$ при $\varepsilon_a(\omega) \rightarrow \varepsilon_s(\omega)$; $D(\omega, \mathbf{k}) \rightarrow \Delta_1(\omega)$ при $d \rightarrow \infty$ и $D(\omega, \mathbf{k}) \rightarrow \Delta_2(\omega)$ при $d \rightarrow 0$.

С учетом (1) для вязкой тангенциальной силы, действующей на частицу, запишем (отрицательный знак означает торможение):

$$F_x = -\frac{3\hbar V}{2\pi} \int\limits_{0,\infty} d\omega dk k^4 \exp(-2kz_0) f(\omega, k), \quad (4)$$

$$f(\omega, k) = \coth \frac{\hbar\omega}{2k_B T_1} \alpha''(\omega) \frac{dD''(\omega, k)}{d\omega} + \coth \frac{\hbar\omega}{2k_B T_2} D''(\omega, k) \frac{d\alpha''(\omega)}{d\omega}, \quad (5)$$

где \hbar и k_B — постоянные Планка и Больцмана, $\alpha(\omega)$ — дипольная поляризуемость частицы, T_1 и T_2 — температуры частицы и поверхности (в общем случае различные), двойные штрихи над $\alpha(\omega)$ и $D(\omega, k)$ обозначают мнимые компоненты соответствующих функций. Одним штрихом далее отмечаются вещественные компоненты. Для сферической частицы с радиусом R и диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega)$ поляризуемость равна

$$\alpha''(\omega) = R^3 \operatorname{Im} \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 2}, \quad (6)$$

а для $D''(\omega, k)$ с учетом (1)–(3)

$$D''(\omega, k) = \frac{\Delta_1''(1 - a^2|\Delta_2|^2) - a\Delta_2''(1 - |\Delta_1|^2)}{1 + a^2|\Delta_1|^2|\Delta_2|^2 - 2a(\Delta_1'\Delta_2' - \Delta_1''\Delta_2'')}, \quad (7)$$

где $a = \exp(-2kd)$, аргумент ω для простоты опущен.

В случае перпендикулярного к поверхности движения, как показано в [9], численный коэффициент в правой части (4) удваивается, а соответствующая формула описывает диссипативную часть нормальной силы взаимодействия частицы с поверхностью, которая содержит также консервативный вклад, обусловленный стандартным ван-дер-ваальсовым взаимодействием (с учетом динамических поправок). Соответствующие формулы могут быть выписаны по аналогии с (4).

Принципиальным отличием формулы (4) от, например, формулы (4.31) в [5] для тангенциальной силы взаимодействия частицы с полубесконечной средой является зависимость $D''(\omega, k)$ от волнового вектора k (даже без учета возможной нелокальности $\varepsilon_s(\omega)$ и $\varepsilon_a(\omega)$). Это обстоятельство приводит в общем случае к более сложным

зависимостям F_x от расстояния z_0 , отличающимся от зависимости $F_x \sim z_0^{-5}$, полученной в [4,5].

Перейдем теперь к рассмотрению некоторых частных случаев применения полученных результатов.

1. Металлическая пленка на диэлектрической подложке.

В микроволновой части спектра ($\omega \approx k_B T / \hbar$) вдали от фоновых резонансов будем иметь $\varepsilon_a(\omega) \approx 1 + 4\pi\sigma_0 i / \omega$, где σ_0 — статическая проводимость и, очевидно, $4\pi\sigma_0 / \omega \gg 1$. Тогда, учитывая (2), (3), $\Delta'_2(\omega) \approx 1$, $\Delta'_2(\omega) \approx 0$, $\Delta_1(\omega) \approx 1 + \frac{\omega}{2\pi\sigma_0} i$, и из (7) следует

$$D''(\omega, k) \approx \frac{\omega}{2\pi\sigma_0} \frac{1 + \exp(-2kd)}{1 - \exp(-2kd)}. \quad (8)$$

В случае, когда $z_0/d \gg 1$, после подстановки (8) в (5) получим, что сила F_x возрастает в z_0/d раз по сравнению со случаем „чистой“ поверхности, а зависимость F_x от z_0 соответственно более слабая: $F_x \sim z_0^{-4}$ вместо $F_x \sim z_0^{-5}$. В условиях экспериментов с АСМ, очевидно, неравенство $z_0/d \gg 1$ может выполняться лишь для достаточно больших расстояний точки близкого контакта зонда от поверхности. На расстояниях менее или порядка 1 нм эффект усиления исчезает, поэтому для нормальной к поверхности траектории движения зонда (в среднем) наличие адсорбата значительного изменения взаимодействия не дает. Отметим также квадратичную зависимость F_x от температуры и слабую зависимость (или ее отсутствие) от свойств подложки.

2. Диэлектрическая пленка на металлической подложке.

В этом случае $\Delta'_2(\omega) \approx -1$, $\Delta'_2(\omega) \approx 0$, $\Delta_1(\omega) = \Delta'_1(\omega) + i\Delta''_1(\omega)$, и из (7) следует

$$D''(\omega, k) \approx \frac{\Delta''_1(\omega)(1 - a^2)}{(1 + a\Delta'_1(\omega))^2 + a^2\Delta''_1(\omega)^2}. \quad (9)$$

Из формулы (9) вытекает возможность резонанса при условиях $1 + a\Delta'_1(\omega) = 0$, $\Delta'_1(\omega) < 0$. Пусть $\varepsilon_a(\omega)$ имеет стандартный вид

$$\varepsilon_a(\omega) = \varepsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) = \varepsilon_\infty + \frac{\omega_T^2(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}, \quad (10)$$

где ε_0 , ε_∞ , ω_L , ω_T — статическая и оптическая диэлектрическая проницаемости, а также частоты продольных и поперечных фононов,

γ — фактор затухания. Используя (2) и (10), нетрудно показать, что условие резонанса выполняется для двух поверхностных мод фонон-поляритонного типа, дисперсионные уравнения которых имеют вид (с учетом малости $\tilde{\gamma}$ опущены члены более высокого порядка по $\tilde{\gamma}$)

$$\left(\frac{\omega}{\omega_T}\right)^{(1)} = \left(p\left(1 + \frac{\tilde{\gamma}^2}{q-p}(1 + \exp(2kd)/r)\right)\right)^{1/2}, \quad 0 \leq k \leq k_{\max}, \quad (11)$$

$$\left(\frac{\omega}{\omega_T}\right)^{(2)} = \left(\frac{p + qr \exp(-2kd)}{1 + r \exp(-2kd)} - \frac{\tilde{\gamma}^2}{q-p}(q + p \exp(2kd)/r)\right)^{1/2}, \quad 0 \leq k \leq k_{\max}, \quad (12)$$

$$k_{\max} d = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{r(q-p)^2}{\tilde{\gamma}(2\sqrt{p}(q-p) + \tilde{\gamma}(3p+q))}\right), \quad (13)$$

$$p = \frac{\varepsilon_0 + 1}{\varepsilon_\infty + 1}, \quad q = \frac{\varepsilon_0 - 1}{\varepsilon_\infty - 1}, \quad r = \frac{\varepsilon_\infty - 1}{\varepsilon_\infty + 1}, \quad \tilde{\gamma} = \frac{\gamma}{\omega_T}. \quad (14)$$

В качестве примера на рис. 2 приведены дисперсионные зависимости (11), (12) для пленки карбида кремния на металлической подложке. Значения использованных параметров взяты из [10]: $\omega_T = 1.49 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, $\omega_L = 1.8 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, $\gamma = 8.9 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $\varepsilon_\infty = 6.7$. В этом случае в соответствии с (13) $k_{\max} = 1.16/d$. При наличии резонанса на частоте $\omega = \omega_{Tx}(kd)$, где $x(kd)$ — функции, определяемые правыми частями (11), (12), формула (9) приводится к виду

$$D''(\omega, k) = 2\pi sh(2kd) \frac{\delta(\omega - \omega_{Tx}(dx))}{\left|d\Delta'_1(\omega)/d\omega\right|_{\omega=\omega_{Tx}(kd)}}. \quad (15)$$

$$\left|\frac{d\Delta'_1(\omega)}{d\omega}\right|_{\omega=\omega_{Tx}(kd)} = \frac{1}{\omega_T} \frac{(p - x^2)^2 + \tilde{\gamma}^2 x^2}{\left|x^2(3ar + 4) - 2ar(p + q - \tilde{\gamma}^2) - 4p + 3\tilde{\gamma}^2\right|}. \quad (16)$$

Аргумент функции $x(kd)$ в (16) для простоты опущен. После подстановки (6) и (15) в (4) интегрирование по частоте проводится элементарно, а интеграл по волновому вектору берется численно. Представляет интерес сравнить результаты расчета сил для взаимодействий металлической частицы с металлической поверхностью, покрытой диэлектрической пленкой, и с „чистой“ поверхностью. Ограничиваясь случаем

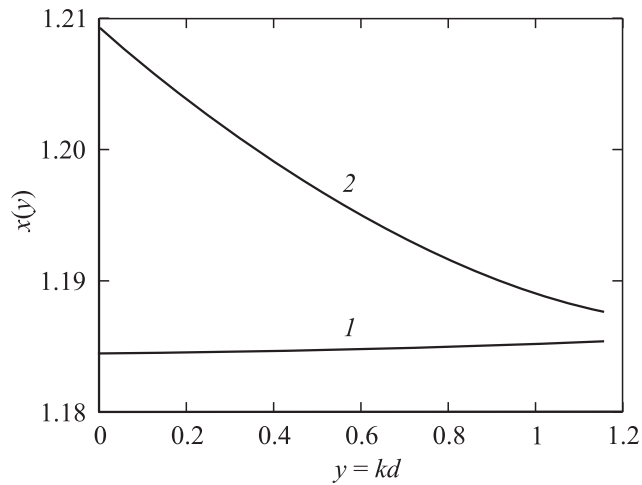


Рис. 2. Дисперсионные зависимости поверхностных электромагнитных мод для диэлектрической пленки SiC на подложке Au. Кривые 1, 2 соответствуют формулам (11), (12).

равных температур и равных проводимостей частицы и подложки, для „чистой“ поверхности из (4) получим

$$F_x = -\frac{9}{32\pi} \frac{\hbar V R^3}{z_0^5} \left(\frac{k_B T}{\hbar \sigma_0} \right)^2. \quad (17)$$

Далее, принимая во внимание формулы (4)–(6) и (15)–(17), отношение сил F_x для поверхности с пленкой и без нее можно записать в виде

$$H(\alpha, \beta) = \frac{\sigma_0}{\omega_W} Y(\alpha, \beta), \quad \alpha = \frac{z_0}{d}, \quad \beta = \frac{\omega_T}{\omega_W}, \quad (18)$$

где $\omega_W = k_B T / \hbar$ — частота Вина, а функция $Y(\alpha, \beta)$ находится численно. Отметим, что в (18) предполагаются равные расстояния z_0 частицы от „грязной“ и „чистой“ поверхности.

На рис. 3, а, б показаны результаты расчета $H(\alpha, \beta)$ для пленки карбида кремния на золоте. Линии 1, 2 отвечают двум типам поверхностных мод, определяемых формулами (11), (12). Рис. 3, а

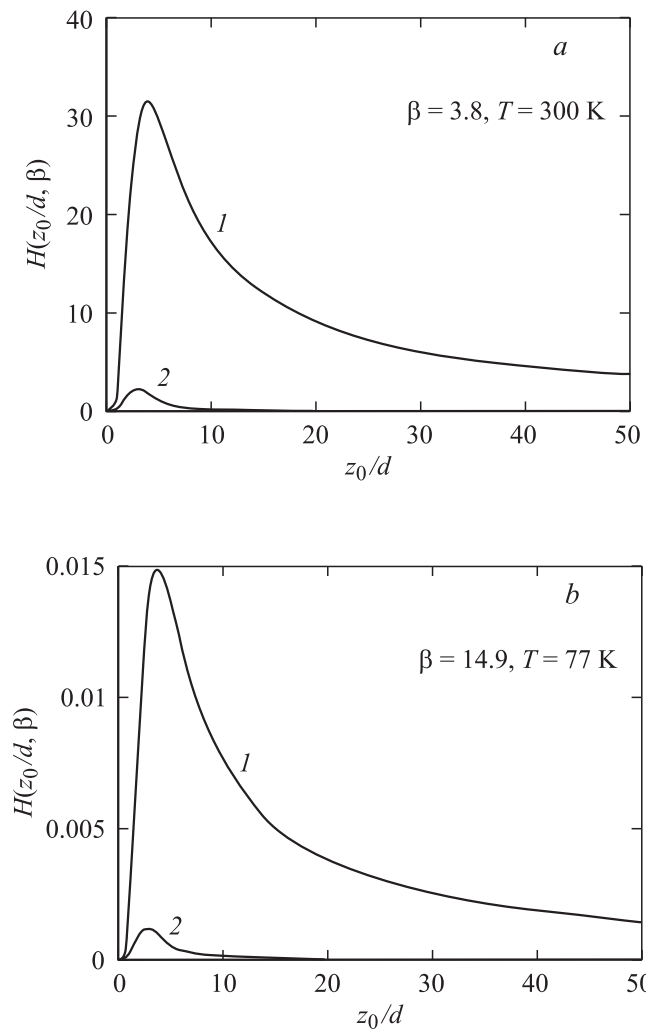


Рис. 3. Отношение тангенциальных сил для взаимодействия наночастицы золота с поверхностью золота, покрытой пленкой карбида кремния с толщиной d , и с чистой поверхностью: a — $T = 300$ К; b — $T = 77$ К. Кривые 1, 2 соответствуют дисперсионным зависимостям фонон-поляритонов, определяемым формулами (11), (12).

соответствует $T_1 = T_2 = T = 300$ К, рис. 3, *b* — $T_1 = T_2 = T = 77$ К. Приведенные зависимости показывают, что наличие диэлектрической пленки на металлической поверхности может приводить к увеличению диссипативной силы на 1–2 порядка величины при комнатных температурах, причем экстремум достигается при определенном соотношении между расстоянием частицы от пленки и ее толщиной, в нашем случае при $z_0/d \approx 3 \div 4$. Понижение температуры, как видно из рис. 3, *b*, вызывает убывание тангенциальной силы на 3–4 порядка, т. е. в целом наличие пленки уменьшает трение. Это связано с наличием экспоненциального температурного фактора в (4) и большой величиной параметра $\beta = \omega_T/\omega_W$ ($\beta = 14.9$ при $T = 77$ К). Для диэлектрических пленок с меньшим значением частоты поперечных фононов ω_T (например, ZnS) температурное ослабление взаимодействия выражено слабее.

Список литературы

- [1] *Gotsmann B., Seidel C., Anczykowski B., Fuchs H.* // Phys. Rev. 1999. V. B60. P. 11051.
- [2] *Gotsmann B., Fuchs H.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 85. P. 375.
- [3] *Stipe B.C., Mamin H.J., Stowe T.D., Kenny T.W., Rugar D.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 096801.
- [4] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // ФТТ. 2002. Т. 44. № 10. С. 1729.
- [5] *Dedkov G.V., Kyasov A.A.* // Phys. Low-Dim. Struct. 2003. V. 1, 2. P. 1.
- [6] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // ФТТ. 2003. Т. 45. № 10. С. 1729.
- [7] *Дедков Г.В., Дедкова Е.Г.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 30. В. 6. С. 52.
- [8] *Volokitin A.I., Persson B.N.J.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 106101.
- [9] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 13. С. 65.
- [10] *Palik E.D.* // Handbook of Optical constants of solids. Acad. Press, San Diego, CA, 1985.